

NEUVIEME COLLOQUE SUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL ET SES APPLICATIONS

965



NICE du 16 au 20 MAI 1983

Transmission d'un faisceau acoustique borné à la traversée
d'une interface plane fluide parfait - fluide dissipatif

par A. FLORI

SINTRA/ALCATEL, 1, avenue A. Briand, ARCUEIL 94117 CEDEX

RESUME

Nous analysons, d'un point de vue théorique, la propagation d'un faisceau acoustique borné à la traversée d'une interface plane fluide parfait - fluide dissipatif.

Les hypothèses retenues lors de la modélisation du problème nous permettent de représenter les champs de pression incident, réfléchi et transmis comme une superposition d'ondes planes. Les amplitudes de ces ondes sont reliées à la distribution de vitesse normale sur l'antenne, que nous avons supposée gaussienne.

Nous présentons les résultats obtenus par deux méthodes de calcul, l'une analytique valable dans une région éloignée de l'interface et l'autre numérique, complémentaire de la précédente, qui donne le champ de pression transmis dans une région proche de l'interface. Puis les deux méthodes sont comparées dans une zone commune de validité.

Dans le champ lointain, il est alors possible de définir un angle de réfraction qui s'avère différent de l'angle de réfraction décrit par la loi de "Snell-Descartes modifiée" pour une absorption non nulle dans le deuxième fluide. En revanche, au voisinage de l'interface il est impossible de définir, de manière systématique, un angle de transmission par la seule connaissance de la pression.

SUMMARY

The refracted sound pressure is computed at the fluid-fluid interface, the second fluid being lossy. Two methods are used for the calculation; the first one is an analytical method, which is valid in farfield; the second one is a numerical method giving the sound pressure near the interface. In nearfield, it is impossible to choose a direction for the transmission angle. In farfield, the sound pressure gives a refracted angle which is different from the refracted angle given by the Snell-Descartes's law.



Transmission d'un faisceau acoustique borné à la traversée d'une interface plane fluide parfait - fluide dissipatif

1. INTRODUCTION

A l'Université d'Austin (USA 1979), Muir et al.[1], en effectuant une série de mesures en laboratoire, mirent en évidence certains phénomènes propagatifs à la traversée d'une interface eau-sédiment. Ces derniers furent loin d'être explicables par une théorie simple d'ondes planes. Au vu de ces résultats, d'autres équipes expérimentales se penchèrent sur le problème, telles celles de Berktaf [2] à l'Université de Bath (G.B 1980) et celle du département DSM de la société S.I.N.T.R.A. (France 1980). Leurs résultats corroborèrent, pour la plupart, les résultats de Muir.

Horton (USA 1974 et 1979), Berktaf et al., et Tjøtta & Tjøtta [3] (Norvège 1980) cherchèrent l'explication théorique de ces phénomènes. A partir d'une étude critique des travaux précédemment cités, nous avons été amenés à envisager une nouvelle approche basée sur une représentation de Fourier du champ acoustique bidimensionnel.

2. CHAMP DE PRESSION INCIDENT

Une antenne de demi-largeur a (fig.1) émet dans un fluide un faisceau acoustique monochromatique de pulsation ω sous un angle d'incidence θ_i . L'axe du faisceau rencontre au point I l'interface séparant le fluide 1 non dissipatif (masse volumique ρ_1 et vitesse du son c_1) du fluide 2 dissipatif (masse volumique ρ_2 et vitesse du son c_2).

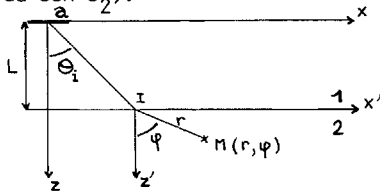


Figure 1 schéma général

Nous sous-entendons dans l'expression des champs acoustiques une dépendance en temps en $\exp(-i\omega t)$.

L'émetteur placé en $z = 0$ est considéré comme un piston rigide, ce qui se traduit par une condition sur la vitesse normale v_{i_z} sur l'antenne.

On choisit un profil de vitesse normale gaussien tel que :

$$v_{i_z}(x,0) = v_0 \exp(-\frac{x^2}{2a^2}) \exp(ik_0 x)$$

avec $k_0 = k_1 \sin\theta_i$

Le champ de pression incident est représenté par une superposition d'ondes planes

$$p_i(x,z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A_0(k_x;0) \exp\{i(k_x x + k_{1z} z)\} dk_x$$

avec $A_0(k_x;0) = \frac{\omega \rho_1}{k_{1z}} \int_{-\infty}^{+\infty} v_{i_z}(x,0) \exp\{-ik_x x\} dx$

et

$$k_{1z}^2 = k_x^2 + k_{1z}^2$$

3. CHAMP DE PRESSION TRANSMIS

Nous supposons la viscosité du deuxième fluide suffisamment faible pour pouvoir écrire les conditions de continuité à la traversée de l'interface identiquement à celles écrites pour une interface séparant deux fluides parfaits, à savoir la continuité de la vitesse

normale et de la pression. On peut alors exprimer le champ de pression transmis par :

$$p_t(x,z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A_0(k_x;0) T(k_x) \exp\{i(k_x x + k_{2z} z)\} dk_x$$

avec $k_{2z}^2 = k_x^2 + k_{2z}^2$, $k_2 = \beta + i\alpha$

et où $T(k_x)$ est le coefficient de transmission des ondes planes tel que :

$$T(k_x) = \frac{2k_{1z}}{k_{1z} + \rho k_{2z}} \exp\{iL(k_{1z} - k_{2z})\}$$

ρ est le rapport des masses volumiques du milieu 1 au milieu 2.

3.1 - Développement asymptotique

Le point d'observation $M(x,z)$ peut être repéré par ses coordonnées polaires $M(r,\varphi)$ (voir fig.1). Dans ce cas, l'expression du champ de pression transmis est la suivante :

$$p_t(r,\varphi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2k_{1z}}{k_{1z} + \rho k_{2z}} A_0(k_x;0) e^{iL(k_{1z} + k_x \tan\theta_i)} e^{ir(k_x \sin\varphi + k_{2z} \cos\varphi)} dk_x$$

Il est alors possible de développer asymptotiquement l'intégrale suivant le principe de la méthode du col si nous supposons r très grand devant toutes les dimensions du problème. Dans ces conditions $p_t(r,\varphi)$ s'écrit sous la forme d'une onde cylindrique

$$p_t(r,\varphi) = \sqrt{-\frac{ik_2}{2\pi}} \frac{2(k_{1z}^2 - k_{2z}^2 \sin^2\varphi)^{\frac{1}{2}}}{(k_{1z}^2 - k_{2z}^2 \sin^2\varphi)^{\frac{1}{2}} + \rho k_{2z} \cos\varphi} A_0(k_2 \sin\varphi;0) e^{iL\{(k_{1z}^2 - k_{2z}^2 \sin^2\varphi)^{\frac{1}{2}} + k_2 \sin\varphi \tan\theta_i\}} \frac{ik_2 r}{\cos\varphi \sqrt{r}}$$

Les figures 2 et 3 correspondent aux valeurs des paramètres physiques suivantes :

$$\rho = 0,56, c_1 = 1510 \text{ m/s}, c_2 = 1750 \text{ m/s}, \alpha = 1 \text{ dB}/\lambda$$

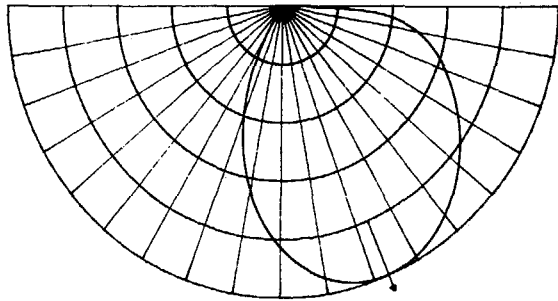
Ces figures donnent la répartition d'amplitude de pression, pour r fixé et φ variant, exprimée en décibels par rapport au maximum de pression obtenu à incidence nulle. Au maximum de pression, nous pouvons associer un angle de transmission directement comparable à l'angle de transmission prévu par la loi de Snell-Descartes. Le décalage angulaire entre ces deux angles est d'autant plus grand que k_{1a} est petit et est très sensible pour des angles d'incidence supérieurs à l'angle critique ($\theta_c = 59^\circ,6$).

L'augmentation de k_{1L} a pour effet de diminuer le décalage angulaire.

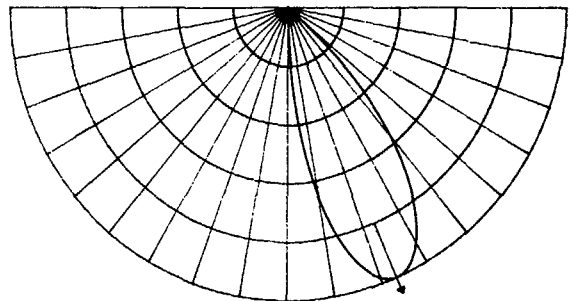
3.2 - Calcul numérique par FFT de $p_t(x,z)$

Afin de calculer le champ de pression transmis à l'aide d'une transformation de Fourier numérique rapide, il est préférable d'utiliser l'expression de p_t en fonction des coordonnées cartésiennes x, z et d'introduire des variables spatiales x^*, z^* et fréquentielles $k_x^*, k_{1z}^*, k_{2z}^*, k_0^*, k_{1z}^*$ et k_{2z}^* réduites telles que :

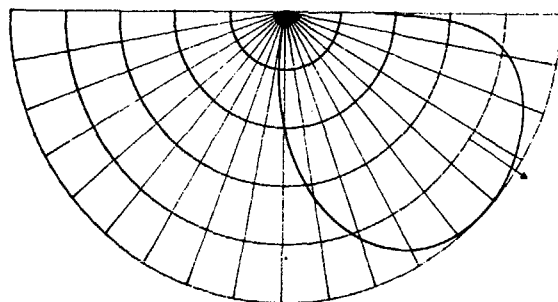
Transmission d'un faisceau acoustique borné à la traversée d'une interface plane fluide parfait - fluide dissipatif



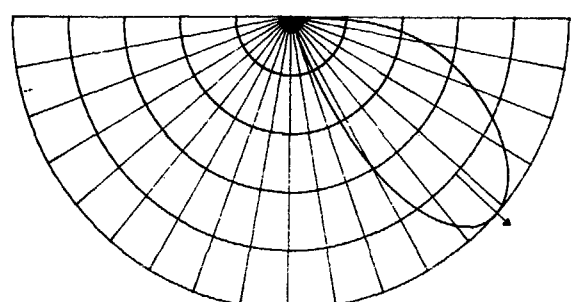
pertes/niveau à incidence nulle = -0 dB
incidence = 20°



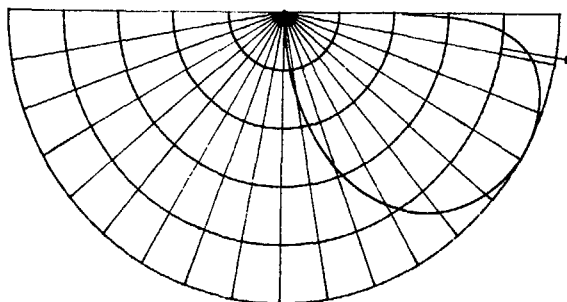
pertes/niveau à incidence nulle = -0 dB
incidence = 20°



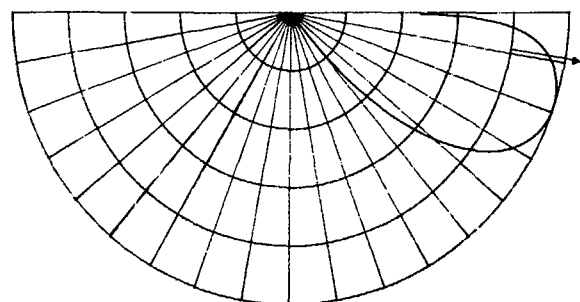
pertes/niveau à incidence nulle = -1 dB
incidence = 40°



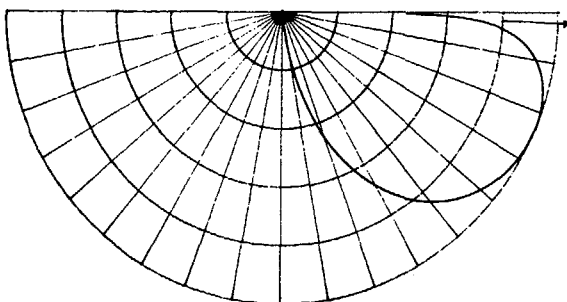
pertes/niveau à incidence nulle = -1 dB
incidence = 40°



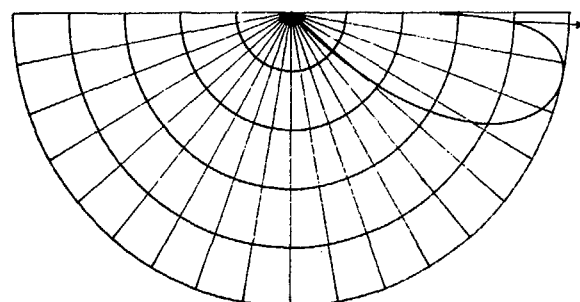
pertes/niveau à incidence nulle = -3 dB
incidence = 60°



pertes/niveau à incidence nulle = -5 dB
incidence = 60°



pertes/niveau à incidence nulle = -11 dB
incidence = 80°



pertes/niveau à incidence nulle = -21 dB
incidence = 80°

Figure 2

Figure 3

Répartition d'amplitude de pression transmise à r fixé
 $k_1 L = 10, k_1 a = 4$

Répartition d'amplitude de pression transmise à r fixé
 $k_1 L = 10, k_1 a = 10$

→ direction de l'angle de transmission donnée par Snell-Descartes

→ direction de l'angle de transmission donnée par Snell-Descartes

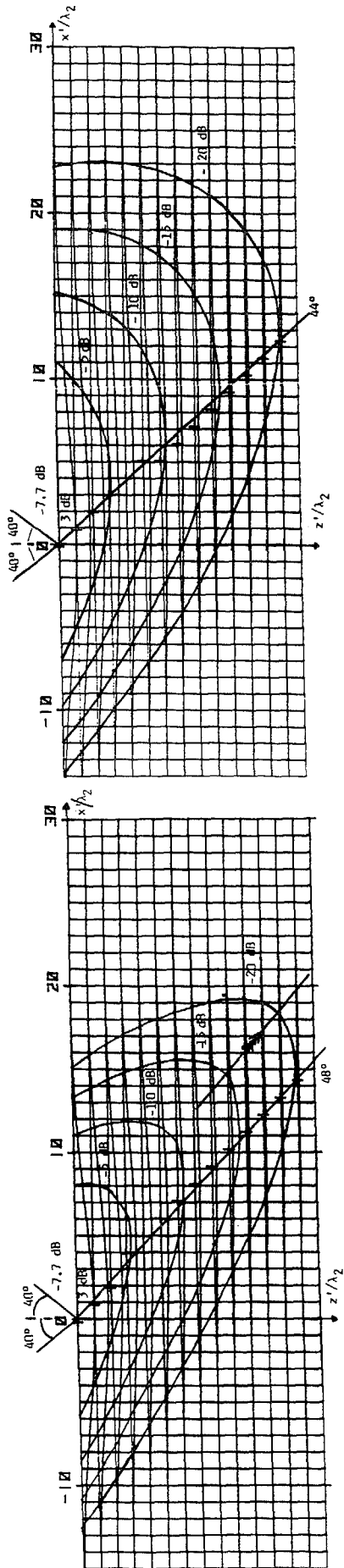


Figure 4

Amplitude du champ de pression transmis pour une incidence de 40°
 Les droites joignant les croix indiquent les lieux des maximums de pression à z fixé
 $k_{1a} = 416,1$

a) $k_{1a} = 41,61$

b) $k_{1a} = 16,64$

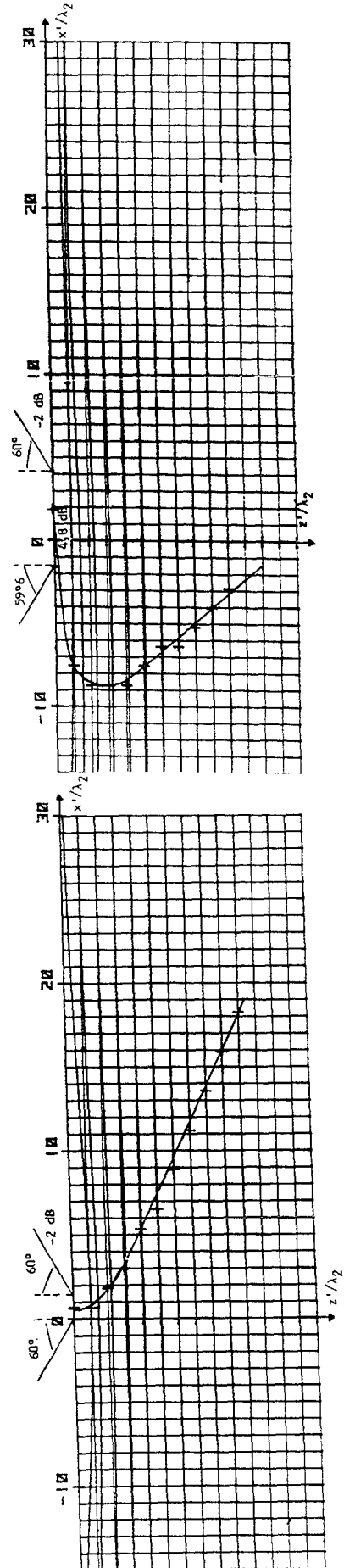


Figure 5

Amplitude du champ de pression transmis pour une incidence de 60°
 Les droites joignant les croix indiquent les lieux des maximums de pression à z fixé
 $k_{1a} = 416,1$

a) $k_{1a} = 41,61$

b) $k_{1a} = 16,64$

Transmission d'un faisceau acoustique borné à la traversée
d'une interface plane fluide parfait - fluide dissipatif

$$x^* = \frac{x}{\lambda_2}, \quad z^* = \frac{z}{\lambda_2}, \quad k_x^* = \frac{k_x}{\beta}$$

$$k_{1z}^* = \frac{k_{1z}}{\beta}, \quad k_{2z}^* = \frac{k_{2z}}{\beta}, \quad k_o^* = \frac{k_o}{\beta}$$

$$k_{1z}^* = \frac{k_{1z}}{\beta}, \quad k_{2z}^* = \frac{k_{2z}}{\beta}$$

où λ_2 est la longueur d'onde dans le milieu 2 reliée à β par :

$$\lambda_2 = \frac{2\pi}{\beta}$$

On peut alors écrire la pression réduite $p_t^*(x^*, z^*)$

$$p_t^*(x^*, z^*) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_t^*(k_x^*; z^*) e^{2i\pi k_x^* x^*} dk_x^* \\ = p_t(x, z) \sqrt{2\pi/\omega\rho_1} a v_o$$

où $P_t^*(k_x^*; z^*)$ est le spectre réduit de $p_t^*(x^*, z^*)$ ayant pour expression :

$$P_t^*(k_x^*; z^*) = \frac{2}{k_{1z}^* + \rho k_{2z}^*} e^{-\frac{a^2 \beta^2}{2} (k_x^* - k_o^*)^2} \\ \exp\{i(\beta L(k_{1z}^* - k_{2z}^*) + 2\pi k_{2z}^* z^*)\}$$

Les figures 4 et 5 correspondent aux mêmes valeurs des paramètres physiques déjà utilisées au paragraphe précédent. Elles reproduisent l'amplitude du champ de pression transmis normalisée par rapport à l'amplitude du champ de pression incident en $z = L$ choisi égal à 5 m. Les figures 4-a et 4-b sont relatives à une incidence de 40° pour des k_{1a} de 41,61 et de 16,64 où

la fréquence introduite est 20 kHz. Nous avons choisi de définir l'angle de transmission par l'angle formé par la normale à l'interface et la ligne de moins grande pente. Cet angle est d'autant plus facile à déterminer que k_{1a} est grand (l'antenne est alors plus directive). On voit que pour $k_{1a} = 16,64$ (figure 4-b), il est difficile de définir avec précision la ligne de moins grande pente et pour des valeurs de k_{1a} plus faible, ceci s'avère impossible.

Pour une incidence de 60° (incidence légèrement sur-critique), les isoamplitudes de pression sont alors pratiquement parallèles à l'interface et par suite elles ne permettent pas de repérer un angle de transmission. Le positionnement du maximum de pression met en évidence un déplacement de ce dernier à la réflexion et à la transmission assez notable lorsque k_{1a} est faible. Contrairement au cas d'une incidence sous-critique le lieu des maximums de pression ne décrit pas une droite mais une courbe de concavité positive vers les x' croissants. Les pertes obtenues lors de la réflexion et de la transmission sont pour toute incidence comparables à celles relevées dans une théorie simple d'ondes planes.

Les deux méthodes de calcul précédemment exposées possèdent une zone commune de validité dans laquelle il est possible de les comparer. Nous avons abouti à un très bon accord entre les résultats obtenus par la méthode analytique et la méthode numérique. De plus,

cette comparaison nous a permis de montrer que la méthode asymptotique était valable dans une zone plus proche de l'interface que celle autorisée par le critère de validité mathématique.

4. CONCLUSION

Certains des phénomènes que nous venons de citer ont été observés expérimentalement, en particulier le décalage angulaire par rapport à l'angle prévu par la loi de Snell-Descartes très important pour une incidence sur-critique, et le déplacement du maximum de pression à la traversée de l'interface. Cet article n'est en fait qu'une première étape dans une étude plus complète où nous avons voulu décrire plus finement le champ acoustique transmis en introduisant le vecteur flux moyen d'énergie. Ce vecteur a permis d'aboutir à la notion d'angle de transmission local, là où il était impossible de parler en terme d'angle de transmission par la seule connaissance de la pression, c'est-à-dire dans la région proche de l'interface.

REFERENCES

- [1] T.G. Muir, C.W. Horton, Sr., and L.A. Thompson "The penetration of highly directional acoustic beams into sediments", J. Sound. Vib 64, 539-551 (1979)
- [2] H.O. Berktaf and A.H.A. Moustafa "Transmission of a narrow beam of sound across the boundary between two fluids" University of Bath, School of Physics, BA2 7 AY, UK.
- [3] S. Tjøtta and J.N. Tjøtta "Theoretical study of the penetration of highly directional acoustic beams into sediments", J. Acoust. Soc. Am 69 (4), 998-1008, avril 1981.
- [4] A. Flori "Propagation d'un faisceau acoustique étroit à la traversée d'une interface plane fluide - fluide en bidimensionnel", Revue du Cethedec n° 72, (151-165), 2e trimestre 1982.

